ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 14 SEPTEMBRE 1936.

PRÉSIDENCE DE M. Robert BOURGEOIS.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

PROTISTOLOGIE. — *Sur un Protiste parasite du Cilié* Fabrea salina *Henneguy :* Gregarella fabrearum, *n. gen., n. sp., et son évolution.* Note [1] de M. **Edouard Chatton** et Mlle **Simone Brachon.**

Le Cilié Hétérotriche *Fabrea salina* est l'un des organismes les plus fréquents et les plus abondants du plancton des marais salants dans la région de Sète. Il est, pendant la saison chaude, presque constamment parasité par un Protiste, que nous ne pouvons, quoique son cycle, d'ailleurs très simple, nous soit connu, incorporer avec certitude à aucun groupe défini de Protozoaires. Alors que l'infection s'éteint dans la nature en hiver, nous l'entretenons d'un bout de l'année à l'autre au laboratoire, sur des *Fabrea* en culture et pouvons, à volonté, la répandre dans d'autres cultures de ces Ciliés indemnes. Il nous a été facile, dans ces conditions, de suivre sans lacunes son évolution.

Le parasite, en état de vie végétative, se présente sous l'aspect de minuscules Grégarines, fusiformes ou tronconiques, uninucléées, incolores, de 10 à 15^{μ} de long et de 3 à 5^{μ} de large, fixées par une extrémité légèrement aplatie en ventouse, soit à la paroi des vacuoles digestives (gastrioles), soit à la surface du corps, au pôle postérieur de celui-ci, là où, autour du cytopyge, il est dépourvu de cils.

En surveillant l'infestation expérimentale, on voit qu'elle commence par les gastrioles et que les premiers vermicules externes n'apparaissent que

---

(1) Séance du 31 août 1936.

lorsque les premières gastrioles parasitées sont venues y décharger leur contenu et libérer leurs parasites, ce qui, dans le cas particulier, est de règle. Ceux d'entre eux qui ne sont pas projetés à distance adhèrent immédiatement à la pellicule du pôle postérieur. Ils peuvent s'y accumuler en touffes denses, visibles à faible grossissement.

Au cours de la cyclose des gastrioles les vermicules, qui ont été ingérés isolément, se multiplient par constriction transversale équatoriale. Ils continuent de le faire à l'extérieur, lentement tant qu'ils adhèrent au Cilié, plus rapidement et pendant une douzaine d'heures, s'ils sont détachés ou restent libres. Ils diminuent alors de taille.

Ces vermicules sont absolument nus. Ils ont un seul noyau à gros caryosome dont la division est d'allure promitotique. Ils ne montrent à aucun moment ni cinétosomes, ni flagelles, ni pseudopodes. Leurs déformations sont fort lentes et aboutissent toujours, en fin de compte, à l'état sphérique. Ils le revêtent parfois déjà dans les gastrioles, ou fixés au pôle postérieur. Ils le présentent toujours, au bout d'un jour au plus, quand ils survivent détachés de l'hôte. Mais, dans tous ces cas, ils demeurent nus et uninucléés. Leur cytoplasme se charge cependant de grosses enclaves protidiques réfringentes.

Nous avons pu établir que ces formes sphériques se conservent, morphologiquement et cytologiquement parlant, pendant au moins 16 jours, et nous avons pu infester des *Fabrea* indemnes avec des sphérules âgées de 6 jours.

Nous ne connaissons point au parasite d'autres formes d'évolution ou de résistance. Nous admettons d'ailleurs sans difficulté que les sphérules nues suffisent pour assurer sa conservation durant la saison froide et même pendant la dessiccation estivale. Les travaux de Chatton (1913), Hollande (1921) et Et. Wolff (1927) ont fourni des exemples de la résistance de formes nues aux plus fortes concentrations, allant jusqu'à la cristallisation du sel. E. Chatton (1) a établi, par l'étude de cultures, l'existence d'amibes marines incapables de former des kystes (amibes acystigènes). A. Hollande (2) a rendu acystigène une amibe d'eau douce cystigène, par élévation de la concentration du NaCl jusqu'à 40 pour 1000, et Et. Wolff (3), qui a reproduit ce résultat sur une autre forme, a montré que celle-ci est

---

(1) *C. R. Soc. Biol.*, 75, 1913, p. 178.

(2) *Arch. Zool. exp.*, 60, 1921, p. 33.

(3) *Comptes rendus*, 184, 1927, p. 1093.

réviviscente après dessiccation; d'où cette suggestion que, dans la résistance des formes enkystées, l'état du cytoplasme est pour davantage que l'existence et la qualité de l'enveloppe. Plus récemment E. Chatton et B. Biecheler (observation inédite) constatent que les Coccidinides, Gymnodiniens coccidiomorphes parasites des Péridiniens, qui vivent dans les mêmes milieux que la *Gregarella* résistent, sous leur forme végétative, à la précipitation du sel et sporulent après sa redissolution.

D'une structure et d'une évolution aussi simples, que conclure quant aux affinités de l'organisme en cause? L'absence d'une membrane interdit tout rapprochement avec les Algues et les Champignons, malgré le caractère de la scission transversale. Celui-ci élimine, en principe, une parenté avec les Flagellés. Mais nous connaissons maint Flagellé (Chlamydomonadines, Tétramastigines) où la scission longitudinale originelle fait place, par suite du jeu asynchronique des différents constituants cellulaires au cours de la division [asynchrodiérèses de E. Chatton [1]], à une division transversale.

Ce qui nous paraît le plus rationnel est de considérer le parasite des *Fabrea* comme un Flagellé qui, du fait de son parasitisme, aurait perdu sa cinétide, responsable de la scission longitudinale, et serait ainsi revenu à l'obédience des lois les plus générales des scissions cytoplasmiques.

Nous ne connaissons aucune mention de cet organisme dans la bibliographie protistologique et le donnons comme nouveau en tant que genre et espèce, sous le nom de *Gregarella fabrearum*. Il constituera le type de la famille des *Gregarellidæ*, dans un groupe des *Apomastigina*, que nous proposons d'annexer aux *Flagellata*.

PLIS CACHETÉS.

Les Héritiers d'Eugène Lagrange demandent l'ouverture d'un pli cacheté reçu en la séance du 5 juillet 1897 et enregistré sous le nº 5932.

Ce pli, ouvert en séance par M. le Président, contient une Note sur la possibilité de se servir d'un tube à vide comme récepteur microphonique sans pile.

(Renvoi à la Section de Physique.)

---

(1) *Arch. Zool. Ital.*, 16; *Att. del'* XI *Congresso int. d. Zool., Padova*, 1930.

CORRESPONDANCE.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Sur le développement en série de fonctions orthogonales, des fonctions analytiques de deux variables complexes.* Note [1] de M. **Alexandre Ghika.**

Soient, dans le plan de la variable (z), un domaine D situé à distance finie, simplement ou multiplement connexe d'ordre fini, limité par une frontière rectifiable C, et D_e le domaine complémentaire du domaine D par rapport au plan.

De même, soient, dans le plan de la variable (z'), un domaine D' de frontière C', ayant une définition analogue au précédent et D'_e le domaine complémentaire du domaine D' par rapport au plan.

Appelons, pour plus de simplicité, $\Omega(C, C')$ l'ensemble de toutes les fonctions f des variables z et z' :

1° définies le long de C et C' et telles que l'intégrale au sens de M. Lebesgue

$$\int_{C'}\int_{C}|f(z, z')|^2\,ds\,ds' \quad (ds = |dz|,\ ds' = |dz'|)$$

soit finie;

2° vérifiant la condition

$$\int_{C}\int_{C'}\frac{f(z, z')}{(z-x)(z'-x')}\,dz\,dz' = 0$$

dans les trois cas suivants :

a. x intérieur à D et x' intérieur à D'_e;
b. x intérieur à D_e et x' intérieur à D'_e;
c. x intérieur à D_e et x' intérieur à D';

et enfin

3° définies dans les domaines ouverts D et D' par l'équation

$$f(x, x') = -\frac{1}{4\pi^2}\int_{C}\int_{C'}\frac{f(z, z')}{(z-x)(z'-x')}\,dz\,dz'.$$

---

(1) Séance du 31 août 1936.

Soient $[\varphi_m(z)]$ (¹) un système de fonctions rationnelles orthogonales et normales le long de C, relativement complet par rapport aux fonctions appartenant à l'ensemble $\Omega(C)$ et $[\psi_n(z')]$ un système analogue au précédent, relativement complet par rapport aux fonctions appartenant à l'ensemble $\Omega(C')$.

De même, soient $[\mu_n(z)]$ (²) le système de fonctions orthogonales et normales le long de C de la forme

$$\overline{\mu_m(z)}\frac{ds}{dz} \sim \sum_{i=0}^{+\infty} \xi_{mi}\,\varphi_i(z) + \sum_{i=0}^{m} p_{mi}\frac{1}{(z-a)^{i+1}},$$

relativement complet par rapport aux fonctions de $\Omega(C)$ et le système analogue $[\nu_n(z')]$ de la forme

$$\overline{\nu_n(z')}\frac{ds'}{dz'} \sim \sum_{i=0}^{+\infty} \eta_{nj}\,\psi_j(z') + \sum_{i=0}^{m} q_{nj}\frac{1}{(z'-a')^{j+1}},$$

relativement complet par rapport aux fonctions de $\Omega(C')$; a et a' étant deux points intérieurs respectivement aux domaines D et D'.

Enfin soient aussi $[\chi_m(z)]$ le système de fonctions orthogonales et normales le long de C de la forme

$$\overline{\chi_m(z)}\frac{ds}{dz} \sim \sum_{i=0}^{+\infty} \gamma_{mi}\,\varphi_i(z) + \sum_{i=0}^{m} r_{mi}\frac{1}{z-a_i},$$

relativement complet par rapport aux fonctions de $\Omega(C)$, et $[\omega_n(z')]$ le système analogue de la forme

$$\overline{\omega_n(z')}\frac{ds'}{dz'} \sim \sum_{j=0}^{+\infty} \delta_{nj}\,\psi_j(z') + \sum_{j=0}^{n} s_{nj}\frac{1}{z'-a'_j}$$

relativement complet par rapport aux fonctions de $\Omega(C')$; $[a_i]$ et $[a'_j]$ étant deux suites de points complètement intérieures aux domaines D et D'.

La condition nécessaire et suffisante pour qu'une fonction f, appartienne à l'ensemble $\Omega(C, C')$ *est qu'elle soit de la forme*

$$f(x, x') = \sum_{m=0}^{+\infty}\sum_{n=0}^{+\infty} f_{mn}\,\varphi_m(x)\,\psi_n(x') \tag{1}$$

(¹) *Comptes rendus*, 202, 1936, p. 278.
(²) *Comptes rendus*, 202, 1936, p. 2127.

ou

(2) $$f(x, x') = \sum_{m=0}^{+\infty} \sum_{n=0}^{+\infty} g_{mn} \mu_m(x) \nu_n(x')$$

ou

(3) $$f(x, x') = \sum_{m=0}^{+\infty} \sum_{n=0}^{+\infty} h_{mn} \chi_m(x) \omega_n(x'),$$

les coefficients f_{mn}, g_{mn} et h_{mn} étant tels que les séries

$$\sum_{m=0}^{+\infty} \sum_{n=0}^{+\infty} |f_{mn}|^2, \quad \sum_{m=0}^{+\infty} \sum_{n=0}^{+\infty} |g_{mn}|^2, \quad \sum_{m=0}^{+\infty} \sum_{n=0}^{+\infty} |h_{mn}|^2$$

soient convergentes.

Ces coefficients sont de la forme

$$f_{mn} = \int_C \int_{C'} f(z, z') \overline{\varphi_m(z)}\, \overline{\psi_n(z')}\, ds\, ds',$$

$$g_{mn} = -4\pi^2 \sum_{i=0}^{+\infty} \sum_{j=0}^{+\infty} p_{mi} q_{nj} \frac{1}{i!\, j!} \frac{\partial^{i+j} f(a, a')}{\partial a^i \partial a'^j}$$

et

$$h_{mn} = -4\pi^2 \sum_{i=0}^{+\infty} \sum_{j=0}^{+\infty} r_{mi} s_{nj} f(a_i, a'_j).$$

Les séries (1), (2) *et* (3) *sont convergentes en moyenne du second ordre le long de* C *et* C′, *et absolument et uniformément dans tout domaine* D_i *et* D'_i *respectivement complètement intérieurs à* D *et* D′.

MÉCANIQUE. — *La rotation de l'ellipsoïde hétérogène étudiée au moyen des fonctions de Lamé.* Note de M. **Marcel Mendes**, transmise par M. Ernest Esclangon.

Considérons une masse liquide, dont les éléments s'attirent suivant la loi de Newton, formée de couches homogènes en nombre fini n, de densités allant en croissant de la surface vers l'intérieur, séparées par des ellipsoïdes ayant mêmes axes et tournant autour de l'axe des x.

Soient $S_1, S_2, \ldots, S_n$ les surfaces de ces ellipsoïdes (S_1 ellipsoïde extérieur), $\rho_1, \rho_2, \ldots, \rho_n$ les densités respectives des couches, $\eta_1, \eta_2, \ldots, \eta_n$ les différences $\rho_1 - 0$, $\rho_2 - \rho_1, \ldots, \rho_n - \rho_{n-1}$.

1. Le fait de considérer l'ellipsoïde S_p comme appartenant à la famille de quadriques homofocales

$$\frac{x^2}{\lambda^2 - a_p^2} + \frac{y^2}{\lambda^2 - b_p^2} + \frac{z^2}{\lambda^2 - c_p^2} - 1 = 0$$

permet d'écrire au moyen des fonctions de Lamé les conditions d'équilibre de la surface S_p.

On obtient deux expressions pour la rotation en un point de S_p; les supposant égales, on retrouve rapidement les résultats de M. Hamy :

a. *Pour que tous les points d'un même ellipsoïde soient animés d'une même rotation, il faut que les ellipsoïdes* S_p *soient tous homofocaux entre eux.*

b. *Une masse fluide en équilibre relatif ne peut admettre des ellipsoïdes comme surfaces de séparation de ses différentes couches.*

2. Nous supposons dans la suite les ellipsoïdes homofocaux et de révolution (on est alors assuré de l'égalité des deux expressions de la rotation) et considérons comme donnée la masse de chacun des liquides.

Les ellipsoïdes S_p appartiennent à la famille

$$\frac{x^2}{\rho^2 - a^2} + \frac{y^2 + z^2}{\rho^2 - b^2} - 1 = 0 \qquad (a > b).$$

Posant

$$\rho^2 - a^2 = \sigma^2, \qquad a^2 - b^2 = \tau^2,$$

le moment de rotation du fluide est égal à

$$\mu = \frac{8\pi}{15} \sum_{p=2}^{n+1} \rho_{p-1} \int_{\sigma_p}^{\sigma_{p-1}} \omega(\sigma^2 + \tau^2)(5\sigma^2 + \tau^2)\, d\sigma = \frac{8\pi}{15} \sum_{p=2}^{n+1} \rho_{p-1} K_{p-1}.$$

L'étude de la variation de μ lorsque τ varie de 0 à $+\infty$ revient à celle de l'intégrale K_{p-1}.

La conservation de la masse de chaque liquide se traduit par des relations de la forme

$$\sigma_k(\sigma_k^2 + \tau^2) = \text{const.},$$

qui relient σ_k à τ.

Compte tenu de cette dépendance, on peut écrire

$$\frac{dK_{p-1}}{d\tau} = \int_{\sigma_p}^{\sigma_{p-1}} U_{p-1}\, d\sigma$$

avec

$$U_{p-1} = \frac{\sigma^2 + \tau^2}{\omega} \left[\sum_{r=1}^{p-1} A_r \eta_r + \sum_{q=p}^{n} A_q \eta_q \right],$$

et l'on démontre que tous les coefficients A_q, A_r sont positifs. On en déduit le résultat suivant :

Lorsque τ varie de o à $+\infty$, le moment cinétique μ croît constamment de o *à* $+\infty$.

3. La méthode de Poincaré appliquée aux ellipsoïdes précédents permet d'en déduire des figures infiniment voisines, obtenues en ajoutant à chaque ellipsoïde une couche infiniment mince de volume algébrique nul, avec conservation de la rotation lorsqu'on passe d'un point de S_p à son dérivé. Il y a une infinité de conditions à vérifier qui se décomposent en systèmes de n équations linéaires et homogènes par rapport aux coefficients qui définissent la hauteur de la couche en chaque point. On obtient une nouvelle figure si le déterminant d'un de ces systèmes est nul. On démontre que chacun de ces systèmes ne peut avoir plus d'une solution.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur la formation des tourbillons de convection, dans une couche gazeuse, sous des épaisseurs de l'ordre de quelques centimètres.* Note [1] de M. **Douchan Avsec**, transmise par M. Henri Villat.

Les recherches sur les tourbillons polygonaux et les tourbillons en bandes dans une couche gazeuse, uniformément chauffée par-dessous, sont encore peu nombreuses. Les expérimentateurs se sont contentés de montrer leur existence [2] et d'étudier quelques-unes de leurs transformations intéressantes, où ils voyaient une analogie avec des phénomènes nuageux [3].

Presque tous signalent qu'ils ne pouvaient pas former de tourbillons réguliers quand ils tentaient d'augmenter l'épaisseur de la couche au delà de 1^cm^. MM. T. Terada et M. Tamano [4] seuls mentionnent en passant des expériences sous l'épaisseur de 3^cm^, sur lesquelles ils ne donnent nulle part de précision.

Pour approfondir l'étude du problème donné, nous nous sommes proposé de former des tourbillons convectifs sous des épaisseurs de l'ordre de

---

(1) Séance du 31 août 1936.

(2) P. Idrac, *Thèse*, Paris, 1921.

(3) A. C. Phillips et G. T. Walker, *Quart. Journ. Roy. Meteor. Soc. London*, 58, 1932, p. 24; A. Graham, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, série A, 232, 1933, p. 285-296.

(4) *Rep. Aer. Res. Inst. Tôkyô*, 4, xii, 1929, p. 448.

quelques centimètres. Nous estimions qu'un appareil soigneusement construit et les procédés expérimentaux convenablement appliqués pourraient suffire.

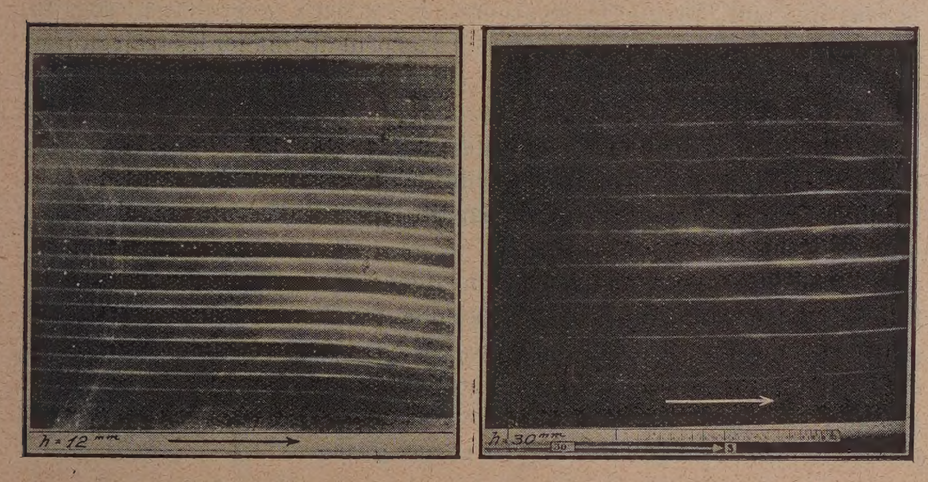


Fig. 1. Fig. 2.

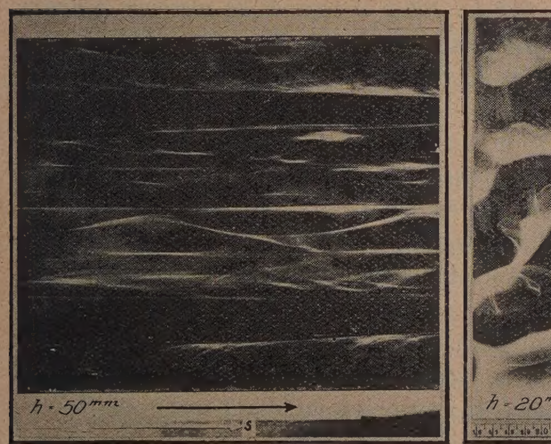


Fig. 3.



Fig. 4.

Les prévisions furent pleinement confirmées. Nous pouvons obtenir dès à présent des tourbillons en bandes de 1 à 5^{cm}. Pour les rendre visibles, nous avons adopté la fumée de tabac. Les photographies 1, 2 et 3 montrent les

tourbillons en bandes sous les épaisseurs de 12, 30 et 50^{mm}. Ils sont rectilignes et dirigés dans le sens du courant général. Dans la figure 1, nous avons des particularités dignes de remarque. La figure 2 représente le cas le plus fréquent, lorsque les contours des rouleaux se projettent sous la forme des lignes blanches. Sur la figure 3 on peut distinguer les trajectoires hélicoïdales du mouvement interne, constituées par le filament fin de la fumée de tabac.

La formation des cellules polygonales est plus délicate. La fumée de tabac diffuse trop vite pour permettre la visibilité parfaite de la formation finale. La figure 4 ne représente que l'apparition des cellules polygonales sous une épaisseur de 20^{mm}.

Les difficultés expérimentales augmentent toujours dans le cas des tourbillons en bandes quand l'épaisseur augmente. Dans notre appareil on ne pourra pas dépasser de beaucoup l'épaisseur de 5^{cm}, parce que la longueur du canal devient trop courte pour assurer l'uniformité suffisante du courant général. En augmentant les dimensions de l'appareil on peut prévoir la production des tourbillons en bandes encore plus gros.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur les tubes à vapeur de mercure à haute pression pour l'éclairage de fumées dans les études d'aérodynamique.* Note [1] de MM. **J. Valensi** et **J. Sobiesky**, transmise par M. Henri Villat.

Il est indiqué dans l'étude aux fumées de l'écoulement de l'air autour des obstacles d'observer les fumées en éclairant vivement une tranche mince [2]. Ainsi que l'ont fait d'autres expérimentateurs nous avions réalisé un tel éclairage à l'aide d'un système de lentilles cylindriques placé devant un arc à charbons.

Nous nous sommes cependant posé tout dernièrement le problème du remplacement de l'arc par une source linéaire à grand éclat; l'emploi d'une telle source est évidemment plus rationnel vu le but recherché.

A cet effet nous avons entrepris des études sur les tubes à vapeur de mercure à haute pression; l'un de nous a réalisé un certain nombre de lampes en quartz qui nous ont permis d'approfondir le problème posé.

---

(1) Séance du 18 août 1936.

(2) *Comptes rendus*, **199**, 1934, p. 634.

Les tubes qui nous ont donné les meilleurs résultats sont constitués de la manière suivante : tube éclairant horizontal de 40^{mm} de long et 1^{mm} de diamètre intérieur ; électrodes verticales constituées par des tubes de quartz remplis de mercure, l'arrivée du courant se faisant par fil de tungstène ; un water-jacket en quartz entourant le tube éclairant permet le refroidissement à l'aide d'un courant d'eau.

Le tube éclairant contient de l'argon sous une très faible pression.

Nous avons fait fonctionner de telles lampes sur courant continu, l'amorçage se faisant à l'aide d'une bobine de self et d'un interrupteur dans le vide. La figure 1 représente les courbes de la tension aux bornes d'une de

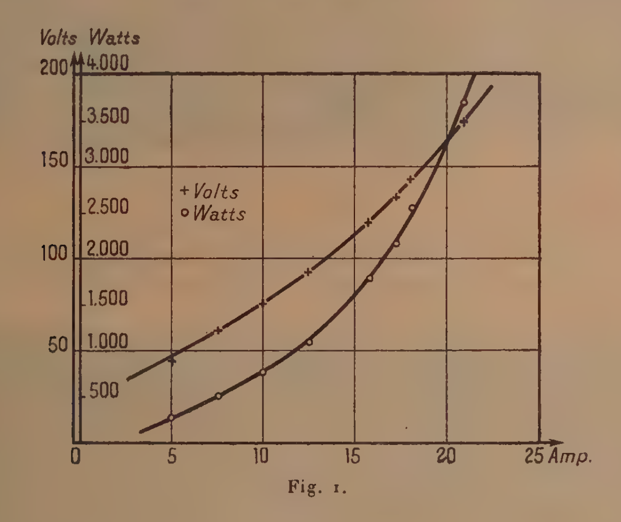


Fig. 1.

ces lampes en fonction de l'intensité du courant qui la traverse, ainsi que les courbes de puissance absorbée.

Avec une puissance absorbée de 3500 watts, nous avons réalisé des photographies de fumée aussi bonnes que celles obtenues dans des conditions analogues avec un arc à charbons de 50 ampères.

Il convient d'ailleurs d'ajouter que la lampe à vapeur de mercure permet d'obtenir une tranche éclairée excessivement mince (de l'ordre du millimètre) alors que le cratère positif de l'arc à charbons, de dimension non négligeable, ne le permet pas.

Nous avons étudié également l'emploi de tubes à vapeur de mercure pour la stroboscopie, en alimentant de tels tubes à l'aide du *stroborama Seguin*.

Pour obtenir un éclat important, le diamètre intérieur du tube éclairant doit être alors de l'ordre du quart de millimètre.



Fig. 2.

Nous utiliserons l'éclairage stroboscopique d'une tranche plane très mince dans l'étude du champ aérodynamique de l'hélice en présence de

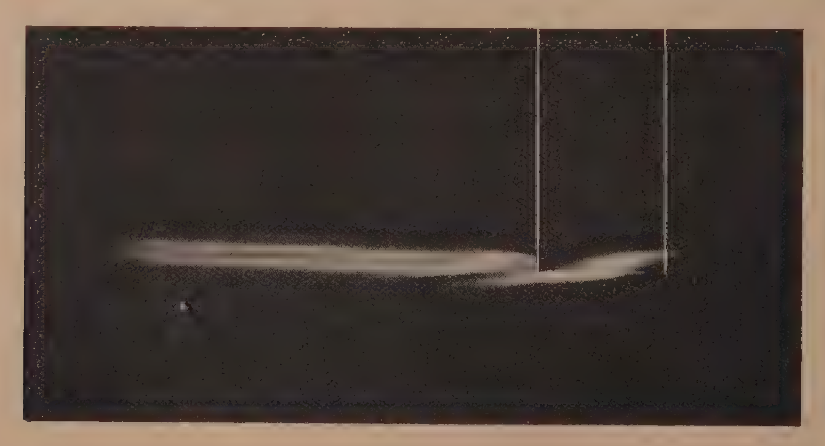


Fig. 3.

l'avion, par la mesure, d'après photographies, du pas des tourbillons marginaux.

Les photographies ci-dessus, qui témoignent du bon fonctionnement de

nos tubes, montrent le tourbillon marginal issu d'une aile à l'incidence de portance maxima. La vitesse d'essai est 20 m/s.

La figure 2 est exécutée à l'aide d'un tube à vapeur de mercure alimenté en courant continu; c'est un instantané au 1/60e de seconde. Le phénomène n'étant pas plan, pour obtenir la photographie des trajectoires des particules de fumée nous avons dû éclairer une tranche de 12mm d'épaisseur.

La figure 3 est exécutée à l'aide d'un tube à vapeur de mercure alimenté avec le stroborama. Au moment de la photographie la fréquence des éclairs était 50 et l'obturateur est resté ouvert pendant une seconde. La tranche éclairée qui est très mince montre alors une coupe plane médiane du tube tourbillon.

ÉLECTRONIQUE. — *Sur les propriétés d'un électron qui roule sans glisser et dont le rayon varie en raison inverse de la vitesse.* Note [1] de M. **Théodore V. Ionescu**, transmise par M. Aimé Cotton.

Nous supposerons que l'électron tourne et avance en même temps comme si la charge était fixée à la surface d'un cylindre qui roulerait sans glissement sur un plan. Si le cylindre reste en contact avec une des faces du plan, en avançant toujours dans le même sens, il y aura pour le cylindre un sens de rotation bien déterminé; s'il reste en contact avec l'autre face la rotation changera de signe. De même l'électron qui avancera dans un sens déterminé pourra avoir deux sens de rotation. Nous supposerons encore que le rayon ρ de l'électron varie en raison inverse de la vitesse.

De ces deux hypothèses nous devrions déduire toutes les propriétés de l'électron, soit qu'il se meuve librement dans l'espace, soit qu'il fasse partie de l'atome. Nous examinerons quelques-unes de ces propriétés.

1. Davisson et Germer et G. P. Thomson, ainsi que de nombreux autres chercheurs, ont montré que l'électron peut donner des phénomènes de diffraction comme s'il était constitué par des ondes dont la longueur se calcule à l'aide de la formule de Louis de Broglie $\lambda = h/mv$.

Si l'électron considéré par nous avance dans une seconde d'une longueur égale à v et si nous posons $\rho = k/v$, on aura pour la fréquence de rotation ν

$$\nu = \frac{v}{2\pi\rho} = \frac{v^2}{2\pi k} \quad \text{où} \quad 2\pi\nu k = v^2 = \omega k.$$

(1) Séance du 7 septembre 1936.

Si nous multiplions par m les deux membres, nous aurons $2\pi\nu km = mv^2$.

Puisque la fréquence de rotation est proportionnelle à l'énergie, nous poserons $mv^2 = h\nu = 2\pi\nu km$. Cette relation donne

$$k = \frac{h}{2\pi m}, \qquad \rho = \frac{h}{2\pi mv} \qquad \text{et} \qquad \lambda = \frac{h}{mv}.$$

2. Le moment magnétique de l'électron tournant (spin) est donné par

$$\frac{\rho^2\pi}{c} \times e\frac{\omega}{2\pi} = \frac{k^2}{v^2}\frac{\pi}{c} \times e\frac{v^2}{2\pi k} = \frac{h}{4\pi c} \times \frac{e}{m}.$$

3. Le moment cinétique peut être trouvé en décomposant l'énergie de l'électron en deux parties : l'énergie cinétique E_r due au mouvement de rotation et l'énergie cinétique E_t due au mouvement de translation. Soit un point matériel de masse μ dont le rayon ρ et la pulsation ω sont donnés par les formules précédentes, on aura

$$E_r = \frac{1}{2}\mu\omega^2\rho^2 = \frac{1}{2}\mu\frac{v^4}{k^2} \times \frac{k^2}{v^2} = \frac{1}{2}\mu v^2.$$

Pour le mouvement de translation, on trouve

$$E_t = \frac{1}{2}\mu v^2.$$

Donc l'énergie de rotation est égale à l'énergie de translation et

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}\mu v^2 + \frac{1}{2}\mu v^2;$$

cette relation donne $\mu = m/2$.

Puisque par hypothèse l'électron ne peut pas avoir un mouvement de translation sans acquérir la rotation correspondante, la masse de l'électron reste bien celle donnée par l'expérience, c'est-à-dire m.

Le moment cinétique sera

$$\frac{d}{d\omega}\left(\frac{1}{2}\mu\omega^2\rho^2\right) = \mu\omega\rho^2 = \frac{m\omega\rho^2}{2} = \frac{1}{2} \times \frac{h}{2\pi}.$$

On trouve donc la valeur donnée par la spectroscopie pour le moment cinétique du spin.

4. La conception de l'électron exposée plus haut est compatible avec l'explication des spectres dérivant de la considération du modèle indiqué par N. Bohr de l'atome d'hydrogène. En effet calculons le rayon ρ de

l'électron tournant sur une orbite d'ordre n. La vitesse de l'électron sur une orbite d'ordre n, si la charge du noyau est $+Ze$, est

$$v = \omega a = \frac{\omega_0}{n^3} Z^2 \times \frac{a_0 n^2}{Z} = \omega_0 a_0 \frac{z}{n} = \frac{2\pi e^2}{h} \frac{z}{n}.$$

Remarquons aussitôt que le rapport de la vitesse de l'électron sur une orbite d'ordre n à la vitesse c de la lumière est

$$\frac{v_n}{c} = \frac{2\pi e^2}{ch} \times \frac{Z}{n} = \frac{1}{137,2} \times \frac{Z}{n}.$$

Le rayon de l'électron est donné par

$$\rho = \frac{k}{v} = \frac{\frac{h}{2\pi m}}{\frac{2\pi e^2}{h}\frac{Z}{n}} = \frac{h^2}{4\pi^2 e^2}\frac{n}{Z} = a_0 \frac{n}{Z}.$$

Le rayon de l'électron tournant sur l'orbite d'ordre n est proportionnel à n, tandis que le rayon de l'orbite d'ordre n est proportionnel à n^2.

Tout se passe comme si l'électron roulait sans glisser sur l'orbite d'ordre n et faisait exactement n rotations sur cette orbite. Puisque à une rotation complète de l'électron correspond une longueur d'onde λ, la longueur de l'orbite d'ordre n est égale à $n\lambda$.

5. Passons maintenant à l'oscillateur harmonique. Si nous rejetons la valeur $\rho = \infty$ pour le rayon de l'électron, la vitesse de celui-ci ne pourra jamais être égale à zéro, donc l'électron devra osciller (tourner) autour de la position d'équilibre avec la fréquence propre ν_0 du système. Dans ce cas, on aura

$$E_0 = \frac{1}{2} m v_0^2 = \frac{h\nu_0}{2}.$$

Cette condition est bien demandée par la théorie quantique des spectres.

SPECTROSCOPIE. — *Spectre* K *et électrons de conductibilité de l'aluminium solide et liquide.* Note [1] de M. **Jules Farineau**, transmise par M. Charles Fabry.

On a récemment mesuré avec précision les longueurs d'onde des raies K de l'aluminium solide [2]. Nous avons repris ces recherches avec de l'aluminium solide et liquide en étudiant spécialement la structure des bandes β, qui nous renseigne sur la répartition des électrons de conductibilité.

Nous avons construit et utilisé un spectrographe dans le vide à mica courbé, de grande luminosité. L'aluminium solide donne les principales raies suivantes, dont les bords de courte longueur d'onde ont pour position :

$$\beta_x\,7937\ \text{U.X},\quad \beta_{III}\,7811,\quad \beta_{IV}\,7779,\quad \beta_V\,7900.$$

β_x et β_{III} ont respectivement pour largeur 12,2 volts $\pm$ 0,6 et 11 volts $\pm$ 1. Les autres raies sont trop faibles ou recouvertes par β_x ou β_{III}, de sorte que leur largeur, qui semble du même ordre de grandeur que celle de β_x, ne peut être mesurée avec précision. L'analyse précise de ces bandes au microphotomètre montre que l'intensité croît depuis zéro à partir du bord de grande longueur d'onde, puis reste sensiblement constante à partir de 6 volts de ce bord pour devenir brusquement nulle aux environs de 12 volts.

Si l'on admet que les électrons M de l'aluminium sont libres, on trouve que tous les électrons doivent occuper, dans le métal, une bande d'énergie de 11,6 volts. β_x et ses satellites sont dus au passage de ces électrons sur le niveau K de l'atome neutre ou ionisé. Ceci semble confirmé par l'existence d'un satellite L très faible que nous avons trouvé à 126 Å et dont la fréquence est égale à la différence des fréquences de β_{III} et α_{12}. Houston [3], puis A. Hautot [4] ont calculé la répartition de l'intensité d'une raie K, dans l'hypothèse des électrons libres. Leur résultat diffère de celui que nous avons obtenu avec l'aluminium. Nous avons repris leur calcul en utilisant les fonctions d'onde obtenues par approximations en admettant que les élec-

---

[1] Séance du 7 septembre 1936.

[2] Siegbahn et Karlsson, *Zeitschrift für Physik*, 88, 1934, p. 71; Kunzl, *Zeitschrift für Physik*, 99, 1936, p. 481.

[3] *Physical Review*, 38, 1931, p. 1797.

[4] *Comptes rendus*, 199, 1934, p. 1399.

trons M sont soumis à un potentiel triplement périodique ayant la période du réseau cristallin. Nous avons trouvé que l'intensité obtenue par Houston est perturbée pour des électrons d'énergies voisines de celles donnant lieu aux réflexions de Bragg étudiées par L. Brillouin (1), l'intensité étant en première approximation un peu supérieure, du côté des grandes longueurs d'onde, à celle obtenue par Houston et inférieure de l'autre côté; la perturbation s'étend de chaque côté de la valeur critique, sur une largeur égale, en première approximation, au coefficient (correspondant au plan donnant la réflexion de Bragg) du développement du potentiel du métal en série triple de Fourier. Ces réflexions se produisent pour 7,2, 9,6 et 12,1 volts. On aurait une forme de raie voisine de celle trouvée expérimentalement en admettant pour ces coefficients des valeurs voisines de 1,5 volt.

Avec l'aluminium *liquide*, on obtient les mêmes raies α et les mêmes positions des bords de courte longueur d'onde des raies β, qu'avec le solide; mais la structure de la rais β_a seule étudiée en détail est différente; elle se rapproche de celle qu'on obtiendrait dans l'hypothèse des électrons libres. On voit toutefois l'intensité devenir nulle pendant une fraction de volt à une distance de 6,5 volts du bord de courte longueur d'onde.

Lorsqu'on augmente la température, l'intensité diminue fortement dans la partie de la raie située du côté des grandes longueurs d'onde (électrons de faible énergie cinétique); on arrive même à obtenir une raie qui paraît n'avoir que 6 volts de large, le bord de courte longueur d'onde étant toujours aussi net et au même endroit. Remarquons qu'un seul électron libre donnerait une raie de 6 volts environ.

Nous voyons donc que, dans le cristal d'aluminium, les trois électrons M sont dans un état voisin de la liberté, mais qu'il existe toutefois une perturbation due aux plans réticulaires du cristal. Ces électrons sont, dans le liquide, dans un état voisin de celui où ils se trouvent dans le solide, mais qui varie avec la température. Ce point, qui est actuellement à l'étude, semble confirmer la théorie cristalline des liquides.

---

(1) *Journal de Physique*, 7e série, **1**, 1933, p. 377.

RAYONS X. — *Mesures du spectre L du radium* (88). Note [1] de M. **Horia Hulubei**, transmise par M. Jean Perrin.

J'ai donné [2] la mesure d'une partie des raies principales du spectre L du radium. On trouvera ci-dessous les nombres relatifs à trois autres raies de diagramme plus faibles (Tableau I).

Les deux plus fortes discontinuités d'absorption L : L_{III} et L_{II} avaient été mesurées, pour le radium, par M. de Broglie [3]. J'ai tenu à refaire l'étude du spectre d'absorption L complet, avec une précision comparable à celle que j'ai eue pour le spectre d'émission correspondant.

Le rayonnement d'une anticathode de thorium était filtré à travers une couche mince de chlorure de radium pur (4^{mg} environ), contenu dans un sachet de cellophane. Dans les conditions d'expérience, le temps de pose a été assez court pour que le rayonnement propre du radium ne voile pas le cliché.

Les trois discontinuités apparaissent bien contrastées et sont accompagnées chacune d'une raie blanche, dont deux, celles relatives à L_{III} et L_{II} sont très nettes et ont pu être mesurées.

Les résultats concernant le spectre L d'absorption figurent au Tableau II.

A l'aide des fréquences déterminées d'après les spectres que je viens d'obtenir, j'ai calculé la plupart des niveaux caractéristiques de l'atome de radium; je l'ai fait selon le procédé habituel en prenant pour L_{III} la fréquence d'absorption expérimentale.

Les nombres du Tableau III sont donnés par les moyennes qui apparaissent dans les calculs quand on prend en considération, pour chaque niveau, tous les passages correspondants observés dans l'émission.

Tableau I. — *Spectre d'émission L du radium* (suite).

Désignation de la raie.		λ en U. X.	ν/R.
$L_{II}O_{I}$	γ_8	678,7	$1342,6_6$
$L_{III}O_{I}$	β_7	814,5	$1118,8_0$
$L_{III}N_{VI,VII}$	β'_7	816,9	$1115,5_0$

(1) Séance du 7 septembre 1936.

(2) *Comptes rendus*, **203**, 1936, p. 399.

(3) *Comptes rendus*, **168**, 1919, p. 854.

Tableau II. — *Spectre d'absorption L du radium.*

Désignation.	λ en U. X. d'après M. de Broglie.	λ en U. X. d'après l'auteur.	ν/R d'après l'auteur.
L_{III} (discontinuité).........	802	$801,0_9$	$1137,5_4$
L_{III} raie blanche...........	-	$800,7_0$	$1138,0_9$
L_{II} (discontinuité)..........	670	$669,3_4$	$1361,4_4$
L_{II} raie blanche...........	-	$668,9_7$	$1362,2_0$
L_I (discontinuité)..........	-	$643,2_8$	$1416,7_7$

Tableau III. — *Fréquences de niveaux du radium.*

L_{III} abs........	$1137,5_4$	M_I....	$355,1_2$	N_I......	$89,0_6$	O_I......	$18,7_4$
L_{II}-L_{III} moy...	$223,8_5$	M_{II}...	$330,6_6$	N_{II}......	$77,8_8$	O_{II}.....	$14,8^0$
L_{II}............	$1361,3_9$	M_{III}...	$279,2_8$	N_{III}.....	$64,7_7$	O_{III}.....	$11,2_1$
L_{II}-L_{III} moy...	$279,3_0$	M_{IV}...	$239,2_4$	N_{IV}.....	$46,8_2$	O_{IV}.....	$5,1_1$
L_I............	$1416,8_4$	M_V...	$228,6_8$	N_V......	$44,4_2$	$O_{IV,V}$...	$4,9_7$
				$N_{VI,VII}$...	$22,0_2$	$P_{II,III}$....	$1,3_6$

CHIMIE VÉGÉTALE. — *Sur le verbenalol, aglucone du verbenaloside.* Note de M. **Jean Cheymol**, présentée par M. Marcel Delépine.

Au cours d'un travail d'ensemble sur les glucides des Verbenacées j'ai été amené à poursuivre les recherches de L. Bourdier sur le verbenaloside, hétéroside cristallisé retiré du *Verbena officinalis* L. (1). Ce corps a été récemment identifié par B. Reichert (2) avec la cornine trouvée par Ph. L. Geiger (3) dans le *Cornus Florida* L. et dont E. R. Miller (4) a donné les propriétés physiques et chimiques principales. La cornine de Ph. L. Geiger étant un corps impur à propriétés acides, non identifié par lui à un hétéroside et le verbenaloside, corps cristallisé pur à constantes bien définies dès l'origine, c'est ce dernier nom qui doit être conservé.

Voici quelques éléments nouveaux sur ce sujet.

L'équation d'hydrolyse par l'émulsine est

$$C^{17}H^{24}O^{10} + OH^2 = C^6H^{12}O^6 + C^{11}H^{14}O^5,$$

(1) *Journ. Pharm. et Chim.*, 27, 1908, 6e série, p. 49 et 101.
(2) *Arch. der Pharm.*, 273, 1935, p. 357.
(3) *Ann. Pharm.*, 14, 1835, p. 206.
(4) *Journ. Amer. Pharmac. Ass.*, 17, 1928, p. 744.

donnant du glucose *d* et une aglucone phénolique, que L. Bourdier et E. R. Miller ne purent isoler. J'ai pu extraire, par traitement à l'éther des solutions d'hydrolyse, ce corps cristallisé et lui ai donné le nom de *verbenalol.*

Les longues aiguilles obtenues par évaporation des solutions éthérées ont un point de fusion de $+133°$, les aiguilles prismatiques obtenues par recristallisation dans l'acide acétique cristallisable fondent à $+140°,5$. Sans odeur, elles ont une saveur douceâtre, ne rappelant nullement la saveur très amère du verbenaloside.

Le verbenalol cristallise anhydre; peu soluble dans l'eau, il est soluble dans l'éther, l'acide acétique, mais est insoluble dans l'éther de pétrole. Il n'est pas entraînable par la vapeur d'eau. Il a un pouvoir rotatoire faiblement lévogyre, par exemple $[\alpha]_D^{19} = -29°,07$ dans l'eau.

Le poids moléculaire par le dosage des méthoxy est de 205, par la méthode au camphre de Rast il est de 208.

Le microdosage élémentaire conduit à la formule $C^{11}H^{14}O^5$. En solution aqueuse, il se colore par le perchlorure de fer, ce qui met en évidence la fonction phénolique le liant au glucose dans l'hétéroside.

Alors que les solutions aqueuses du verbenaloside sont neutres, celles du verbenalol sont acides à la phtaléine, mais il ne se dissout pas dans la solution de bicarbonate de sodium, ce n'est donc pas un acide organique. Les quantités d'alcali nécessaires à la neutralisation augmentent avec le temps de contact. Ces additions alcalines entraînent une inversion du pouvoir rotatoire, le chiffre dextrogyre augmente avec la durée du contact. Après légère acidification les solutions agitées avec l'éther abandonnent du verbenalol qui, redissous, est à nouveau lévogyre. Cette propriété peut faire penser à la présence d'une fonction lactone. Les solutions alcalines se colorent en brun à l'air.

La méthode de Zéréwitinoff permet de caractériser deux oxhydriles et la méthode de Zeisel un méthoxy dans la molécule [1].

Il ne donne ni combinaisons apparentes avec le bisulfite de sodium ni ne recolore le réactif de Schiff. Ce corps est très réducteur : 1^g réduit la liqueur cupro-alcaline comme $0^g,9338$ de glucose, il précipite le nitrate d'argent ammoniacal avec formation de miroir à froid. Il précipite le réactif de Denigès au sulfate mercurique, l'iodomercurate de potassium en

(1) Toutes les données numériques qui ne peuvent trouver place dans cette Note seront exposées dans un autre Recueil.

milieu alcalin. Traité par l'iode en milieu alcalin il donne de l'iodoforme à odeur et cristaux caractéristiques. La réaction de Legal est rouge, il y a probablement une fonction cétone non fixée directement sur le noyau.

La comparaison des spectres d'absorption dans l'ultraviolet du verbenaloside et du verbenalol indique une différence de structure assez grande entre les deux corps.

L'hydrolyse du verbenaloside par l'acide sulfurique à $2^g,50$ pour 100^{cm^3} donne également du glucose *d* et une aglucone phénolique lévogyre. Les cristaux épars dans l'extrait éthéré n'ont pu être obtenus en quantité suffisante pour vérifier s'il y avait identité avec le verbenalol d'origine fermentaire décrit ci-dessus. Cette hydrolyse acide prolongée entraîne un dégagement d'anhydride carbonique dont le volume gazeux correspond exactement à celui qui pourrait se dégager à partir d'un —COOH dans la molécule.

Avec l'étude de la constitution du verbenaloside, je poursuis sa répartition dans les Verbenacées et plus particulièrement dans le *Verbena officinalis* L où il se trouve à côté d'un polyose, le stachyose, que j'ai extrait à l'état cristallisé des racines et des tiges de cette plante.

GÉNÉTIQUE. — *Influence de la lymphe sur la couleur des yeux* vermilion *chez la Drosophile* (Drosophila melanogaster). Note de MM. **Boris Ephrussi**, **C. W. Clancy** et **G. W. Beadle**, présentée par M. Maurice Caullery.

Partant de ce fait que les yeux du mutant *vermilion* (*v*) sont transformés en yeux phénotypiquement du type sauvage (+) par implantation dans la cavité générale de larves + [1], un essai a été fait de produire la même transformation par la transfusion de lymphe, qui doit évidemment contenir le principe diffusible (substance v^+) responsable de l'effet observé. Dans cette expérience préliminaire on a utilisé des pupes du type sauvage âgées de 60 heures (comptées à partir de la pupaison) comme donneurs de lymphe et, comme réactif, des pupes double-récessives *vermilion-apricot* ($w^a v$), plus sensibles que le mutant *v* pur; ces dernières étaient utilisées également 60 heures après la pupaison. Le résultat de cette première expérience a été positif : les yeux des mouches écloses présentaient une pigmentation approchant celle du mutant *apricot*

---

[1] Boris Ephrussi et G. W. Beadle, *Comptes rendus*, 201, 1935, p. 1148.

pur ($w^a v^+$), au lieu de la pigmentation plus claire $w^a v$, correspondant à leur constitution génotypique.

Ce premier résultat nous a permis d'effectuer une série d'expériences dont le but était d'établir la période du développement pendant laquelle la substance v^+ est produite par les animaux du type sauvage.

Des larves et des pupes du type sauvage, d'âges variés et connus, ont fourni la lymphe qui a été injectée dans des pupes $w^a v$ d'un âge plus ou moins constant ($\pm$ 60 heures depuis la nymphose). Les résultats de ses expériences ont été les suivants : la lymphe de larves approchant de la métamorphose n'a donné que des résultats négatifs : la substance v^+ n'est apparemment pas encore formée à ce stade. La lymphe de pupes âgées de 3 à 80 heures donne des résultats positifs, témoignant ainsi de la présence de la substance v^+. Enfin la lymphe d'animaux âgés de plus de 80 heures donne de nouveau des résultats négatifs, indiquant la disparition de la substance.

Une deuxième série d'expériences, consistant en l'injection de lymphe de pupes du type sauvage de 60 heures (contenant, par conséquent, la substance v^+) dans des animaux $w^a v$ d'âges variés, devait nous indiquer la période pendant laquelle l'animal recevant l'injection est sensible à l'action de la substance v^+. Ces expériences ont montré que les injections dans des larves prises quelques heures avant la pupaison sont suivies d'un effet net. Des injections dans des pupes jusqu'à l'âge de 62 à 64 heures donnent des résultats clairement positifs. Les pupes âgées de 69 à 70 heures ne montrent que des effets faibles ou négatifs. Ce stade passé, aucune modification ne semble plus être causée par l'introduction de la substance v^+.

Les expériences décrites indiquent que la substance v^+, produite par les larves du type sauvage pendant une période limitée, doit être absorbée par les yeux des larves plus tôt que 65 à 70 heures après la pupaison, car, à partir de ce moment, la substance n'est plus produite.

Quoique la lymphe de toutes les pupes soit très riche en cellules, l'absence d'effet après injection de lymphe d'animaux très jeunes et très vieux semble indiquer que la substance v^+ est effectivement transférée par le liquide et non pas produite par les cellules de la lymphe à un moment postérieur à l'injection.

MÉDECINE EXPÉRIMENTALE. — *Diagnostic de la fièvre jaune par inoculation intracérébrale du sang de malade à la Souris blanche.* Note de M. **Maurice Mathis**, transmise par M. Félix Mesnil.

Le diagnostic de certitude du typhus amaril chez l'Homme ne pouvait se faire jusqu'ici que par inoculation de sang du malade au *Macacus rhesus*, singe excessivement réceptif au virus amaril. La difficulté d'avoir toujours, en Afrique occidentale française, au moment voulu, des singes disponibles, limitait le nombre des diagnostics à faire par ce procédé, qui s'était révélé cependant d'une importance capitale ([1]).

Or, de même qu'il a été possible de substituer la Souris blanche au *Macacus rhesus* pour l'épreuve de neutralisation *in vitro* ([2]), de même il est possible, comme nous allons le montrer, de recourir à la Souris blanche pour savoir si une personne, tout à fait au début d'une infection fébrile en région endémique amarile, est atteinte ou non de fièvre jaune.

Une européenne de Thiès, Mme Bac..., au cours d'une récente petite épidémie de fièvre jaune, qui a sévi au Sénégal, aux environs de Dakar, est prise subitement de fièvre, dans la journée du 19 juin, avec rachialgie et céphalée. Cette personne, ayant habité à Tivaouane la même maison qu'un européen M. Gé..., mort de fièvre jaune, le 3 juin 1936, le Chef du Service de Santé du Sénégal, le Médecin-Colonel Ricou, suspecte la fièvre jaune et prélève, le 20 juin, du sang qu'il expédie aussitôt, dans une bouteille isolante remplie de glace, à l'Institut Pasteur de Dakar.

Immédiatement 1^{cm^3} de sérum est inoculé sous la peau d'un *Macacus rhesus* neuf, en excellente santé. En même temps on inocule, sous la dure-mère, 6 Souris blanches; chacune reçoit 1/20 de centimètre cube de sérum.

Le *M. rhesus*, dès le 3e jour, fait un accès de fièvre à 40°C.; il entre dans le coma le lendemain et succombe. A la nécropsie, nous constatons la présence d'un foie jaune-chamois et du sang digéré dans l'estomac. L'urine recueillie dans la vessie est fortement albumineuse. Sur les coupes histologiques, on note une forte dégénérescence graisseuse du foie. Un fragment de cerveau, ensemencé en milieux aérobie et anérobie, ne donne lieu à aucune culture bactérienne.

([1]) A. Stokes, J. H. Bauer et N. P. Hudson, *Jl amer. med. Assoc.*, 90, 1928, p. 253-254.

([2]) Max Theiler, *Ann. of trop. med. a. parasit.*, 24, 1930, p. 249-272.

Les 6 Souris, inoculées sous la dure-mère, présentent des paralysies typiques du 10e au 17e jours. La première, paralysée (souris n° 3431), au 10e jour, est sacrifiée à l'agonie; son cerveau prélevé stérilement est inoculé le lendemain par voie sous-dure-mérienne à 6 autres souris, qui constituent le 2e passage. Le 10 août 1936, nous avions réalisé en série 8 passages.

Le virus de cette nouvelle souche a été complètement neutralisé *in vitro* par le sérum de trois personnes vaccinées avec le vaccin à l'œuf de Laigret. On sait que le virus de la Souris servant à cette vaccination dérive de la *souche française* isolée par Sellards, à Dakar, en 1928.

Nous pouvons donc conclure que le Macaque comme les Souris blanches ont fait des fièvres jaunes typiques. Ainsi il a été possible de réaliser d'emblée l'adaptation de cette souche de virus amaril au système nerveux central de la Souris. Dès le 2e passage, les Souris ont présenté les paralysies du train postérieur, le 6e jour.

Une autre constatation importante à faire, c'est que Mme Bac... n'a fait qu'une fièvre jaune très légère et que ses urines, analysées à plusieurs reprises, n'ont pas montré la moindre trace d'albumine.

La Souris blanche nous paraît donc devoir être l'animal de choix pour faire le diagnostic de certitude de fièvre jaune, en région d'endémicité amarile. Elle doit être préférée au *M. rhesus*, sur lequel on ne peut expérimenter qu'en prenant les plus minutieuses précautions pour le mettre à l'abri des piqûres de *Stegomyia*, afin d'éviter le risque de créer un foyer de contagion.

Nous proposons d'appeler notre nouvelle souche, *Souche Ricou*. C'est la première souche de virus amaril provenant directement de l'inoculation de sang humain à la Souris blanche, sans passage par le *M. rhesus*.

La séance est levée à 15h30m.

A. Lx.